

татами эксперимента [6], где исследовалось СФ и ЖК при $0,1 < \theta_p < 10$, показывает их качественное совпадение.

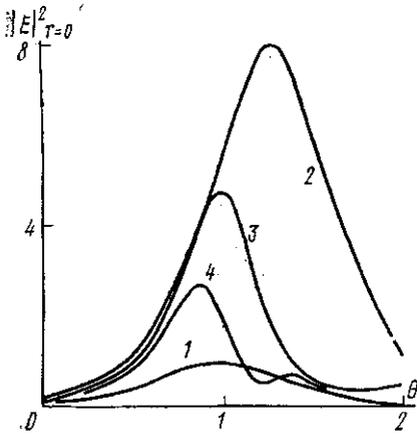


Рис. 2. Эволюция временной огибающей лазерного импульса при наличии ПД нелинейности. 1 — $\xi = 0$, 2 — $\xi = 0,25$, 3 — $\xi = 0,5$ и 4 — $\xi = 0,75$

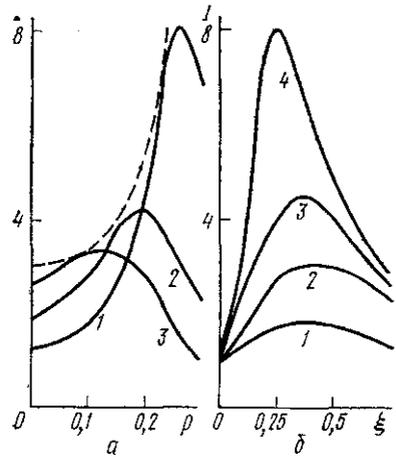


Рис. 3. Зависимость максимальной интенсивности в импульсе от параметра ПД (а) при ξ : 1 — 0,25; 2 — 0,5; 3 — 0,75 и безразмерной длины (б) при α : 1 — 6, 2 — 10, 3 — 14 и 4 — 20

Авторы благодарны С. А. Ахманову за поддержку работы и ценные критические замечания, Г. А. Ляхову и Ю. С. Чилингаряну за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Выслоух В. А., Ляхов Г. А., Макаров В. А. Тезисы доклада на Первой всесоюзной конференции.— В кн.: Проблемы управления параметрами лазерного излучения, ч. 1. Ташкент, 1978, с. 166.
2. Ляхов Г. А., Макаров В. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1979, 20, № 2, 3.
3. Аракелян С. М., Варданян Г. А., Выслоух В. А. и др. Изв. вузов. Радиофизика, 1979, 22, № 1, 55.
4. Wong G. K. L., Shen Y. R. Phys. Rev., 1974, 10A, 1277.
5. Narasimha Rao D. V. G. L., Jayaraman S. Phys. Rev., 1974, 10A, 2457.
6. Hanson E. G., Shen Y. R., Wong G. K. L. Appl. Phys., 1977, 14, 65.
7. Shimizu F. IBM J. Res. Develop., 1973, 17, 286.

Поступила в редакцию
18.01.79

УДК 535.853.22:534.29

В. Б. ВОЛОШИНОВ, В. Н. ПАРЫГИН

ПРЕДЕЛЬНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ПРИ КОЛЛИНЕАРНОЙ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ СВЕТА

Коллинеарное акустооптическое взаимодействие в оптически анизотропной среде может быть использовано для фильтрации света [1—3]. Основными параметрами, характеризующими работу акусто-

Оптических фильтров, являются полоса пропускания $\Delta\lambda$ и эффективность дифрагированного света I_1 . Полоса пропускания и эффективность дифракции рассчитываются с помощью системы линейных дифференциальных уравнений, описывающей коллинеарное взаимодействие [1]:

$$\frac{dC_0}{dx} = -\frac{q}{2} C_1 e^{inx}; \quad \frac{dC_1}{dx} = \frac{q}{2} C_0 e^{-inx}; \quad (1)$$

$$C_0(0) = 1, \quad C_1(0) = 0,$$

где C_0 и C_1 — амплитуда падающей и дифрагированной световой волны; x — координата; q — характеризуется амплитудой упругой волны и фотоупругими свойствами среды взаимодействия; η — коэффициент синхронизма волновых векторов света и ультразвука, определяемый разностью их проекций на ось x .

Интенсивность дифрагированного света I_1 может быть получена интегрированием (1):

$$I_1 = C_1 C_1^* = \frac{q^2}{q^2 + \eta^2} \sin^2 \sqrt{\left(\frac{ql}{2}\right)^2 + \left(\frac{\eta l}{2}\right)^2}. \quad (2)$$

где l — длина акустического столба, откуда следует, что максимальная интенсивность дифрагированного света $I_1 = 1$ достигается при $ql = \pi$ и $\eta l = 0$. Полоса пропускания фильтра $\Delta\lambda$ при $ql = \pi$ определяется условием $|\eta l| = 0,8\pi$, при котором I_1 убывает в два раза. Учитывая, что

$$|\eta l| \simeq \frac{2\pi \Delta n l}{\lambda^2} \Delta\lambda + \frac{\pi \Delta n \Delta\Phi^2 l}{4\lambda}, \quad (3)$$

где Δn — разность показателей преломления материала, λ — длина волны света, $\Delta\Phi$ — расходимость света или ультразвука [1], получаем выражение для полосы пропускания:

$$\Delta\lambda \simeq \frac{0,8\lambda^2}{\Delta n l} + \frac{\lambda \Delta\Phi^2}{4}. \quad (4)$$

Анализ выражений (2) и (4) показывает, что высокая разрешающая сила фильтрации $k = \lambda/\Delta\lambda$ и большая эффективность достигается при увеличении длины области взаимодействия l и апертуры пучков света и ультразвука d . Из выражения (4) следует, что в акустооптических фильтрах при работе с хорошо сколлимированными пучками необходимо использовать кристаллы с длиной области взаимодействия света и ультразвука в десятки сантиметров. При указанных длинах начинают играть роль такие эффекты, как поглощение акустической и оптической волн, уменьшение плотности ультразвуковой мощности вследствие расходимости акустического пучка, разогрев среды взаимодействия света и ультразвука и некоторые другие. На сегодняшний день созданы макеты акустооптических фильтров, характеризующиеся разрешением $R > 10^3$ и использующие коллинеарную дифракцию в кристаллах кварца длиной более 10 см [4]. Поэтому необходим расчет полосы пропускания фильтра с учетом уменьшения управляющей акустической мощности [4].

Если допустить, что акустическая волна распространяется вдоль оси x кристалла, то коэффициент q , входящий в систему уравнений (1), убывает пропорционально квадрату апертуры ультразвукового столба d и зависит от x . Зависимость q от координаты объясняется умень-

шением плотности акустической мощности, так как в реальных устройствах сечение акустического столба не постоянно, а меняется с длиной акустического столба из-за расходимости ультразвука. Если апертура зависит от акустической расходимости $\Delta\varphi$ и длины пути x по закону: $a(x) = d_0 + \Delta\varphi x$, то с учетом затухания ультразвука получаем изменение q с координатой:

$$q(x) = q \frac{e^{-\alpha x}}{(1 + \beta x)^2}, \quad (5)$$

где $\beta = \Delta\varphi/d_0$ и α — коэффициент затухания ультразвука. Система уравнений (1) с учетом зависимости (5) в общем виде не решается.

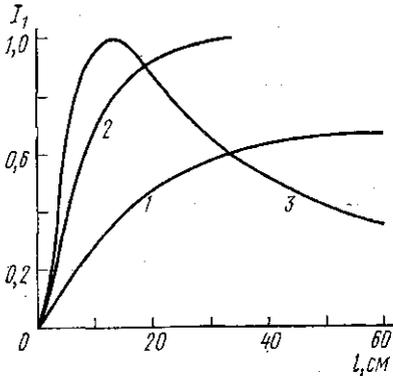


Рис. 1. Зависимость интенсивности дифрагированного света от длины области взаимодействия пучков при q : 1=0,2; 2=0,34 и 3=0,5

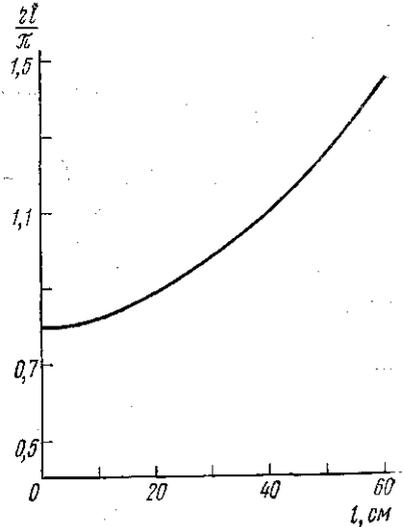


Рис. 2. К расчету полосы пропускания фильтра

Однако при фиксированных значениях α , β и q она может быть решена численно, что позволяет рассчитать зависимость полосы пропускания $\Delta\lambda$ от l .

Ниже в качестве примера приведены результаты расчета полосы пропускания фильтра видимого диапазона на кварце с использованием продольной акустической волны вдоль x оси кристалла. Размер преобразователя принимался равным $d_0 = 0,3$ см, затухание ультразвука $\alpha = 0,02$ дБ/см, если $\lambda = 600$ нм.

На рис. 1 показаны результаты расчета эффективности дифрагированного света от длины взаимодействия при $\eta = 0$ ($\alpha = 0,003$ см $^{-1}$ и $\beta = 0,008$ см $^{-1}$) и различных значениях параметра q . С помощью системы уравнений (1) при условии (5) и $q = 0,34$ было показано, что с увеличением длины l условие $|\eta l| = 0,8\pi$, при котором интенсивность I_1 убывает в два раза по сравнению с максимальным значением, изменяется. На рис. 2 представлено возрастание с расстоянием величины $|\eta l|$, определяющей полосу пропускания фильтра.

Учитывая связь между величиной $|\eta l|$ и полосой пропускания фильтра $\Delta\lambda$ (3), можно рассчитать изменение полосы пропускания фильтра с расстоянием, представленное на рис. 3. Расчет проводился для $\lambda = 600$ нм, $\alpha = 0,003$ и $\beta = 0,08$ см $^{-1}$. Для сравнения на рис. 3 пунктиром показано изменение $\Delta\lambda$ без учета расходимости и затуха-

ния ультразвука, т. е. при $\alpha=0$ и $\beta=0$. Из рисунка следует, что использование для фильтрации света кристаллов кварца с длинами взаимодействия l свыше 20 см вряд ли оправдано. При $l > 20$ см на разрешающей силе начинают сказываться эффекты уменьшения плотности управляющей мощности, в результате чего полоса пропускания медленно убывает с ростом l . При $\alpha=\beta=0$ $\Delta\lambda$ убывает обратно пропорционально длине при любых l . Если $q=0,34$ и $l > 20$ см, то, как видно из рис. 1, не происходит и существенного увеличения эффективности дифракции. Поэтому длина ~ 20 см может быть принята в качестве оптимальной, а реально достижимые полосы пропускания оцениваются в $\Delta\lambda \simeq 0,1$ нм.

Аналогичные расчеты были проведены и для коллинеарной фильтрации с использованием кристаллов ниобата лития. Следует отметить, что двулучепреломление ниобата лития приблизительно на порядок выше, чем в $\alpha\text{-SiO}_2$ и CaMoO_4 . Поэтому рабочие частоты ультразвука в фильтрах на кристаллах LiNbO_3 оказываются существенно выше [2]. Основной вклад в уширение полосы пропускания внесет уменьшение акустической мощности за счет затухания ультразвука. Но даже на частотах порядка 10^9 Гц ниобат лития характеризуется относительно низким затуханием. Поэтому уширение полосы пропускания в LiNbO_3 наступает при длинах взаимодействия, которые значительно превышают реальные размеры кристаллов. В LiNbO_3 в принципе возможно получение более высокого разрешения, чем в кварце. Предельное разрешение будет в основном определяться размером образца, его оптическим качеством и разогревом кристалла из-за потерь пьезоэлектрического преобразователя.

В заключение необходимо отметить, что в данной работе исследовалась схема коллинеарной фильтрации, при которой пучки света и ультразвука однократно, т. е. без отражения, проходят через кристалл [1]. При использовании в устройствах схемы фильтрации с двукратным прохождением света [2] возможно увеличение разрешения в два раза по сравнению с фильтром однократного прохождения света. Поэтому при оптимальной длине взаимодействия в кварце могут быть достигнуты полосы пропускания до 0,05 нм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Harris S. E., Neih S. T. K. J. Opt. Soc. Amer., 1972, 62, N 5, 672.
2. Harris S. E., Neih S. T. K., Winslow D. K. Appl. Phys. Lett., 1969, 15, N 19, 325.
3. Есепкина Н. А., Липовский А. А., Петрунькин В. Ю., Щербаков А. С. Сб. Акустооптические методы обработки информации. Л., 1978, с. 22.
4. Волошинов В. Б. Тезисы доклада на Первой всесоюзной конференции. — В кн.: Проблемы управления параметрами лазерного излучения, ч. 2. Ташкент, 1978, с. 182.

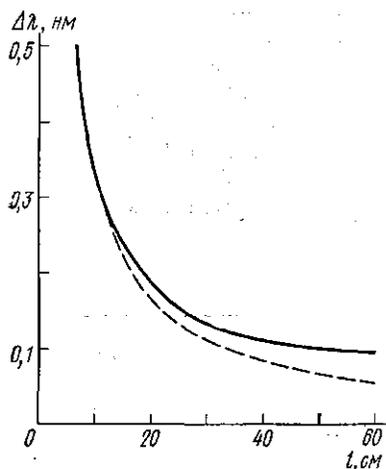


Рис. 3. Зависимость полосы пропускания от длины области взаимодействия

Поступила в редакцию
02.02.79